Untersuchung des Iridium-191m-Zerfalls

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Georg-August-Universität zu Göttingen

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Vorgelegt von
Dieter Lange
aus Göttingen

Göttingen 1964

D 7

Referent: Professor Dr. A. Flammersfeld

Korreferent: Professor Dr. E. Meyer

Tag der mündlichen Prüfung: 31. Juli 1964

Zeitschrift für Physik 183, 90—99 (1965)

Aus dem II. Physikalischen Institut der Universität Göttingen

Untersuchung des Iridium-191 *m*-Zerfalls*

Von

DIETER LANGE

Mit 7 Figuren im Text

(Eingegangen am 10. November 1964)

* D 7 (gekürzt).

The γ-radiation of the nuclear isomer $Ir^{191\,m}$ ($T_{\frac{1}{2}} = 4.5$ sec) has been investigated with the aid of a scintillation fast-slow coincidence-spectrometer. The γ-rays of the 42 keV-transition have been measured for the first time. The conversion coefficient α of this transition was found to be $\alpha = 13\,500\,^{+\,21\,100}_{-\,5\,200}$ in acceptable agreement with the value taken from the tables of ROSE under the assumption of an $E3$-transition. Thus this assignment proposed earlier by other authors has been confirmed. The K-conversion coefficient of the 129 keV-transition has been remeasured yielding $\alpha_K = 2.32 \pm 0.06$.

1. Einleitung

Der Grundzustand des Os^{191} geht mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 14{,}6$ Tagen[1] durch β^--Zerfall in das Isomer $Ir^{191\,m}$ über. Dieses Niveau liegt 171 keV über dem Grundniveau des Ir^{191} und hat eine Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 4{,}5$ sec[2]. Einen Auszug aus dem Niveauschema des Ir^{191} nach der Zusammenstellung der Nuclear Data Sheets[3] zeigt die Fig. 1.

Die Konversionselektronen des 42 keV-Überganges wurden zum ersten Male von SAXON[4] gemessen, allerdings wurde die 15 Tage-Aktivität noch dem Os^{193} zugeordnet. Aus Übergangsenergie und Lebensdauer des Isomers $Ir^{191\,m}$ schlossen NAUMANN und GERHART[5] auf einen $E3$- oder $M3$-Charakter des 42 keV-Überganges. Die Konversionselektronen wurden von verschiedenen Autoren mit Magnetspektrometern untersucht. Die dabei gemessenen Verhältnisse der Konversion in den drei L-Schalen entschieden für den $E3$-Charakter[1, 6–9]. Jedoch gelang

[1] NABLO, S. V., M. W. JOHNS, A. ARTNA, and R. H. GOODMAN: Can. J. Phys. **36**, 1409 (1958).

[2] CLOUTIER, J. A. R., and A. HENRIKSON: Can. J. Phys. **36**, 1253 (1958).

[3] Nuclear Data Sheets, Vol. 5, Set 3, Mai 1963. National Academy of Sciences — National Research Council.

[4] SAXON, D.: Phys. Rev. **74**, 1264 (1948).

[5] NAUMANN, R. A., and J. B. GERHART: Phys. Rev. **96**, 1452 (1954).

[6] MIHELICH, J. W., M. MCKEOWN, and M. GOLDHABER: Phys. Rev. **96**, 1450 (1954).

[7] FEUVRAIS, L.: Ann. phys. **5**, 181 (1960).

[8] PLAJNER, Z., L. MALY, N. EISSA u. A. BENEDEK: Czechoslov. J. Phys. B **13**, 23 (1963). Zit. in Phys. Abstr. **66**, 10312 (1963).

[9] DEUTSCH, B. I., and P. HORNSKØJ: Nuclear Phys. **53**, 497 (1964).

es bisher nicht, Absolutwerte des Konversionskoeffizienten zu bestimmen. Die γ-Strahlung konnte noch nicht nachgewiesen werden, weil der Übergang sehr hoch konvertiert ist. Wegen der geringen Übergangsenergie ist Konversion nur in der L- und in höheren Schalen möglich. Aus den Tabellen von ROSE[10] entnimmt man für $Z=77$ und $E=42$ keV, daß für einen $E3$-Übergang $\alpha=18000$ sein soll.

FEUVRAIS[7] versuchte erfolglos, Koinzidenzen zwischen der 129 keV-Strahlung und den γ-Quanten des 42 keV-Überganges zu finden. Als Ergebnis dieser Messung wird eine untere Grenze für α berichtet: $\alpha>1000$. Es erschien daher wünschenswert, die γ-Strahlung des 42 keV-Überganges nachzuweisen und den Konversionskoeffizienten zu bestimmen, um die bisherigen Kenntnisse über diesen Übergang zu ergänzen.

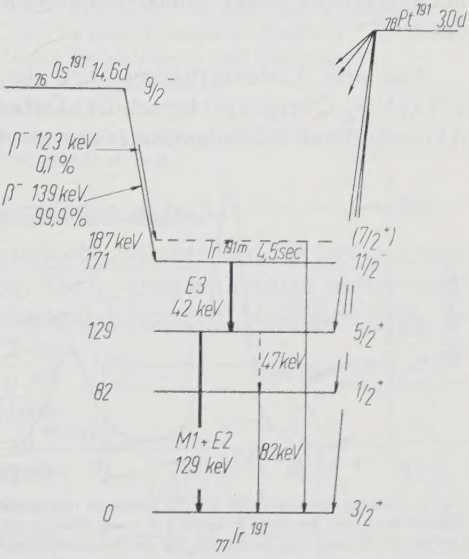

Fig. 1. Auszug aus dem Niveauschema des Ir^{191} nach der Zusammenstellung der Nuclear Data Sheets[3] unter Berücksichtigung der Ergebnisse von NABLO et al.[1] und CLOUTIER und HENRIKSON[2]

2. Der *K*-Konversionskoeffizient der 129 keV-Strahlung

Os^{191} wurde durch Bestrahlung von Os-Metallpulver mit thermischen Neutronen im Kernreaktor hergestellt. Es wurde natürliches Osmium und zu 95,46% angereichertes Os^{190}* verwendet. Das aktivierte Pulver wurde mit etwas Zaponlack in einem Präparatträger aus Plexiglas befestigt. Zum Nachweis der γ-Strahlung wurden NaJ-Kristalle und Photomultiplier** in Verbindung mit einem 256 Kanal-Diskriminator benutzt. γ-Spektren wurden zu verschiedenen Zeiten in konstanter Geometrie aufgenommen, ein Beispiel wird in Fig. 2 gezeigt.

Neben der unkonvertierten γ_2-Linie bei $E\gamma_2=129$ keV ist die K-Strahlung, die nach K-Konversion auftritt, bei $E_K=65$ keV zu sehen. Der zu dieser Linie gehörende Escape-Peak liegt bei $E_{esc}=36{,}4$ keV. Im γ-Spektrum des Präparates aus natürlichem Osmium trägt zu der K-Strahlung

* Union Carbide Nuclear Company, Oak Ridge, Tennessee, USA.

** Dumont 6364 und EMI 3530B.

[10] ROSE, M. E.: Internal Conversion Coefficients. Amsterdam 1958.

noch die bei der Neutronenbestrahlung entstandene Aktivität $Os^{185} \rightarrow Re^{185}$ bei, die mit einer Halbwertszeit von $T_{\frac{1}{2}} = 89$ Tagen[11] abfällt. Dadurch ist das Linienverhältnis der 129 keV- zur K-Linie in Fig. 2 zeitabhängig. Wird dagegen ein Präparat aus angereichertem Os benutzt, dann ist dieses Linienverhältnis konstant, weil nur die Aktivität des Ir^{191m} vorliegt.

Aus dem Linienverhältnis wird der K-Konversionskoeffizient des 129 keV-γ_2-Überganges berechnet. Dabei läßt sich der Einfluß der Os^{185}-Aktivität durch Kombination zweier zu verschiedenen Zeiten gemessenen Spektren eliminieren. Seien I_K und I_{129} die Linienintensitäten, wobei in I_K der Escape-Peak enthalten ist, dann gilt mit der Fluoreszenzausbeute F der Ir-K-Schale $F = 0{,}95$[12]

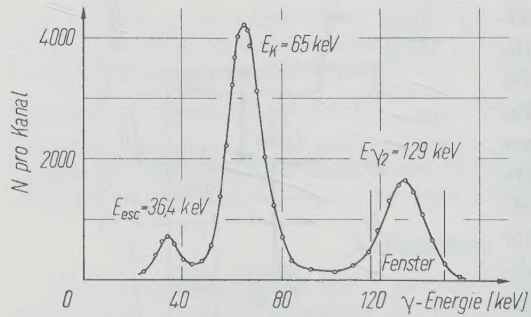

Fig. 2. Gamma-Spektrum des Ir^{191m}, gemessen mit einem NaJ-Kristall 9×9 cm. An der 129 keV-Linie γ_2 ist durch senkrechte Striche der Bereich angedeutet, der für die Koinzidenzmessungen ausgenutzt wurde

$$\alpha_K = \frac{I_K}{I_{129}} \cdot \frac{k}{F}. \quad (1)$$

Der Korrektionsfaktor k berücksichtigt die γ-Absorption im Kristallmantel, die Photoansprechwahrscheinlichkeit der Kristalle und die Escape-Wahrscheinlichkeit[13] für 129 keV-Quanten. Aus drei verschiedenen Meßreihen mit insgesamt 64 Einzelwerten ergibt sich aus (1) ein gewichtet gemittelter K-Konversionskoeffizient

$$\alpha_K = 2{,}32 \pm 0{,}06 \quad (\pm 2{,}6\,\%). \quad (2)$$

Der Fehler enthält die gewichtet gemittelten Fehler der Einzelwerte.

Aus dem Vergleich des Meßwertes (2) mit den theoretischen Werten von ROSE[10] für die K-Konversionskoeffizienten für $M1$-Strahlung ($\beta_K(M1) = 2{,}50$) und $E2$-Strahlung ($\alpha_K(E2) = 0{,}42$) läßt sich das Mischungsverhältnis $\delta^2 = E2/M1$ des Überganges berechnen. In der Tabelle sind die Ergebnisse einiger früherer Autoren und das Ergebnis dieser Arbeit aufgeführt.

[11] JOHNS, M. W., S. V. NABLO, and W. J. KING: Can. J. Phys. **35**, 1159 (1957).
[12] HAGEDOORN, H. L., and A. H. WAPSTRA: Nuclear Phys. **15**, 146 (1960).
[13] AXEL, P.: Rev. Sci. Instr. **25**, 391 (1954).

Tabelle. *Zusammenstellung der seit 1958 veröffentlichten Meßergebnisse des K-Konversionskoeffizienten des 129 keV-Überganges und des daraus berechneten Mischungsverhältnisses* $\delta^2 = E2/M1$

α_K	δ^2	Autoren
2,1 ±0,2	0,24	DUBEY, MALIK, MANDEVILLE und MUKERJI[14]
2,0 ±0,3	0,32	CLOUTIER und HENRIKSON[2]
2,16±0,20	0,20	NABLO, JOHNS, ARTNA und GOODMAN[1]
2,10±0,3	0,24	JOSHI, RAO und TOSHAR[15]
1,73±0,05	0,65	FEUVRAIS[7]
1,94±0,10	0,43	PLAJNER, MALY, EISSA und BENEDEK[8]
2,32±0,06	0,09	vorliegende Arbeit

3. Koinzidenzmessungen

Es wurden Koinzidenzen untersucht zwischen den 129 keV-γ_2-Quanten und der 42 keV-γ_1-Strahlung. Die γ_2-Quanten wurden nachgewiesen mit einem NaJ-Kristall 9×9 cm und folgendem Multiplier $M2$*, die γ_1-Quanten in einem 3,8×1,2 cm NaJ-Kristall, der mit einer 25 μ Al-Folie abgeschlossen war, und folgendem Multiplier $M1$*.

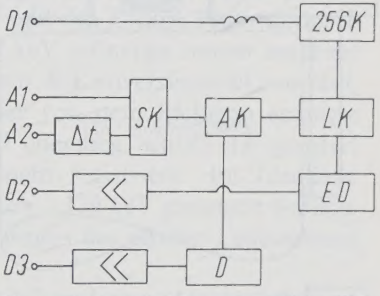

Fig. 3. Blockschaltbild der verwendeten Elektronik. $A1$, $A2$ Anodenimpulse der Multiplier $M1$, $M2$; $D1$, $D2$, $D3$ Dynodenimpulse der Multiplier $M1$, $M2$, $M3$; SK Schnelle Koinzidenz; AK Antikoinzidenz; LK Langsame Koinzidenz; $256\,K$=256 Kanal-Diskriminator; ED Einkanaldiskriminator; D Diskriminator; Δt Verzögerungsleitung 150 nsec

In Fig. 3 wird das Blockschaltbild der verwendeten Elektronik gezeigt. Die schnellen Anodenimpulse $A1$, $A2$ der Multiplier $M1$, $M2$ wurden einer schnellen Koinzidenzstufe SK mit einer Auflösungszeit von $2\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ sec zugeführt. Das Ausgangssignal gelangte über die Antikoinzidenzstufe AK in die langsame Koinzidenz LK, deren Auflösungszeit $\kappa = 1{,}5$ μsec betrug. Aus dem Spektrum der Dynodenimpulse $D2$ des Multipliers $M2$ wurden von dem Einkanaldiskriminator ED diejenigen ausgewählt, die zur Koinzidenz LK gelangen durften. Das Ausgangssignal von LK öffnete das Tor im Vielkanalanalysator $256\,K$, so daß die Dynodenimpulse $D1$ registriert werden konnten.

Für alle Koinzidenzmessungen wurde der Einkanaldiskriminator ED so eingestellt, daß der in Fig. 2 gezeigte Bereich der 129 keV-Linie γ_2 zur Koinzidenz zugelassen wurde. Die Konstanz dieses Fensters wurde durch Kontrollmessungen gesichert.

* EMI 3530B.

[14] DUBEY, V. S., S. S. MALIK, C. E. MANDEVILLE, and A. MUKERJI: Phys. Rev. **111**, 920 (1958).

[15] JOSHI, M. C., B. N. S. RAO e B. V. TOSHAR: Nuovo cimento **9**, 600 (1958).

Die in der schnellen Koinzidenz *SK* auftretenden zufälligen Koinzidenzen wurden gemessen, indem die Anodenimpulse *A*2 durch ein Laufzeitkabel Δt um 150 nsec verzögert wurden. Das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen wurde im Vielkanal in den Kanälen 129–256 registriert. Wahre plus zufällige Koinzidenzen, ohne Verzögerungskabel, wurden in den ersten 128 Kanälen gemessen. Vielkanal und Verzögerungskabel wurden synchron alle 100 sec umgeschaltet. Eine besondere Regelung[16] sorgte dafür, daß Verstärkungsschwankungen der Multiplier weitgehend ausgeglichen werden konnten. Während einer 20 Tage dauernden Messung betrugen diese Verstärkungsschwankungen im Zweig 1 weniger als 6% und im Zweig 2 weniger als 2%.

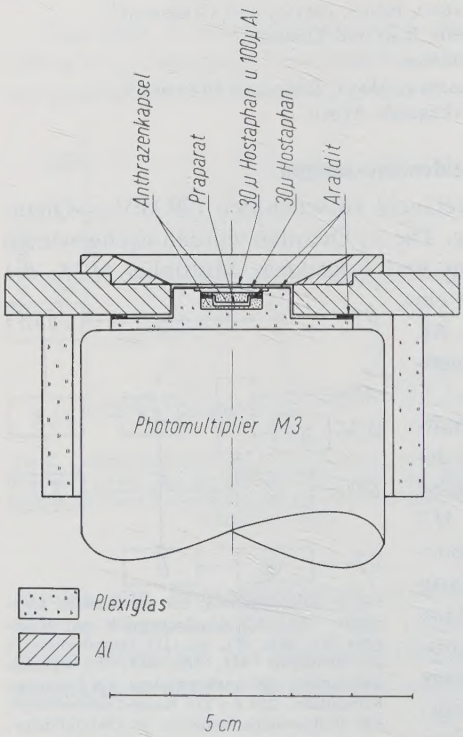

Fig. 4. Präparat, mit dem Koinzidenzen zwischen den γ-Quanten der Übergänge $\gamma_1 = 42$ keV und $\gamma_2 = 129$ keV in Antikoinzidenz mit Konversionselektronen untersucht wurden

Vorversuche ergaben, daß in Koinzidenz mit der 129 keV-Linie γ_2 außer der *L*-Strahlung bei 10,7 keV, die durch *L*-Konversion des Überganges γ_1 entsteht, noch ein Kontinuum auftrat. Dieses Kontinuum reichte bis etwa 50 keV-γ-Energie und nahm mit wachsender Energie ab. Dieses Kontinuum läßt sich erklären als mit der 129 keV-Strahlung koinzidente Bremsstrahlung, die von den Konversionselektronen des 42 keV-Überganges γ_1 in den Os-Metallkörnern des Präparates erzeugt wird.

Es wurde deshalb ein sehr dünnes Präparat hergestellt, in dem praktisch keine Bremsstrahlung entstehen kann. Angereichertes neutronenbestrahltes Os wurde in HNO_3 gelöst und lag als OsO_4 in einer Ätherphase vor. OsO_4 besitzt bei Zimmertemperatur einen Dampfdruck von $p = 11$ Torr[17]. Durch die beim Verdunsten des Äthers auftretende Unterkühlung des Präparatträgers war es möglich, das Präparat nach dem

[16] HAUPT, W.: Z. Physik **180**, 369 (1964).

[17] Gmelins Handbuch der anorganischen Chemie, 8. Aufl., Bd. 66. Berlin: Verlag Chemie 1939.

Eintrocknen des Äthers luftdicht mit Araldit zu verkleben, ohne daß ein Teil der aktiven Substanz entwich.

Den Präparatträger zeigt die Fig. 4. Das OsO_4 befand sich in einer aus Dose und Deckel bestehenden kleinen Anthrazenkapsel, die von Lichtleiter und Reflektor umgeben war. Diese Anordnung befand sich auf dem Multiplier $M3$*. Die erweiterte Elektronik wird in Fig. 3 gezeigt. Im Anthrazenkristall konnten ein Teil der Elektronen, die beim Zerfall des Ir^{191m} auftreten, in 4π-Geometrie nachgewiesen werden. Jeder an der Dynode $D3$ des Multipliers $M3$ auftretende Elektronenimpuls erzeugte im Diskriminator D einen Vetoimpuls, der die Antikoinzidenz AK für die Impulse der schnellen Koinzidenz SK sperrte und somit verhinderte, daß ein koinzidierender Impuls $D1$ im Vielkanal registriert wurde.

Durch diese Anordnung war es möglich, die Anzahl der zufälligen Koinzidenzen herabzusetzen. Das Spektrum der zufälligen Koinzidenzen sieht genauso aus wie das in Fig. 2 gezeigte γ-Einzelspektrum. Es enthält also die K-Strahlung bei $E_K = 65$ keV und den Escape-Peak, wodurch der interessierende Energiebereich um 42 keV γ-Energie immer maskiert wird. Zugleich mit dem K-Quant tritt ein K-Konversionselektron auf, dessen Energie 53 keV beträgt. Falls der von dem Elektron erzeugte Impuls die Diskriminatorschwelle von D überstieg, wurde AK gesperrt und eine zufällige Koinzidenz wurde nicht registriert. Im Idealfalle würden nur noch reine γ-γ-Kaskaden 42 keV – 129 keV gemessen werden. Der β^--Zerfall des $Os^{191} \rightarrow Ir^{191m}$ führt wegen der großen Lebensdauer des Ir^{191m} nicht zu Antikoinzidenzen.

Mit einem Präparat $P1$ der Stärke 3 µC und einer Massenbelegung von 200 µg/cm² wurden während einer Meßzeit von 2,73 Tagen je Spektrum die in Fig. 5 gezeigten Spektren erhalten. Das Spektrum S enthält echte plus zufällige, das Spektrum Z' nur die zufälligen Koinzidenzen. Die Differenz $S - Z'$ ergibt dann die echten Koinzidenzen. Dieses Spektrum zeigt die Fig. 6. Wegen der geringen Intensität und der damit verbundenen schlechten Statistik wurden jeweils vier Kanäle zu einem Meßwert zusammengefaßt. Es erscheint schwierig, das Spektrum Fig. 6 eindeutig zu interpretieren, weil die Meßpunkte sehr stark streuen. Deshalb wurde für die Auswertung der Differenz $S - Z'$ der Fig. 5 ein besonderes Verfahren angewendet, dessen Ergebnis die Fig. 7 zeigt.

Es wurden jeweils 10 Kanäle zu einem Meßpunkt zusammengefaßt. Die in Fig. 7 voll gezeichneten Punkte stellen ein Spektrum solcher Meßpunkte dar. Es gibt 10 verschiedene Möglichkeiten, immer 10 Kanäle zu addieren. Dabei unterscheiden sich dann die Punkte eines Spektrums von den Punkten des nächsten dadurch, daß das Additionsintervall um einen Kanal verschoben wurde, die Punkte also jeweils 9 Kanäle

* RCA 6903.

gemeinsam haben und sich nur durch einen Kanal voneinander unterscheiden. In Fig. 7 wurden die anderen 9 möglichen Spektren eingezeichnet und durch offene Kreise gekennzeichnet. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler.

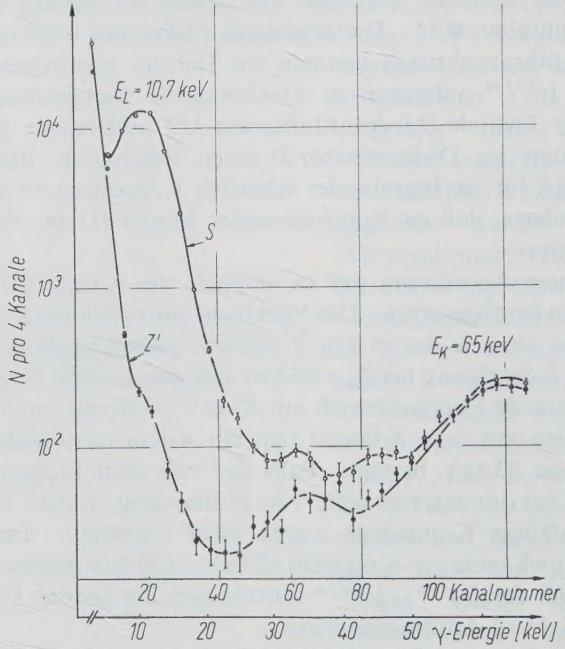

Fig. 5. Gamma-Spektrum des Ir^{191m} in Koinzidenz mit der Linie $\gamma_2 = 129$ keV und in Antikoinzidenz mit Konversionselektronen. Das Spektrum S enthält echte plus zufällige, das Spektrum Z' nur zufällige Koinzidenzen. Meßzeit für jedes Spektrum 2,73 Tage

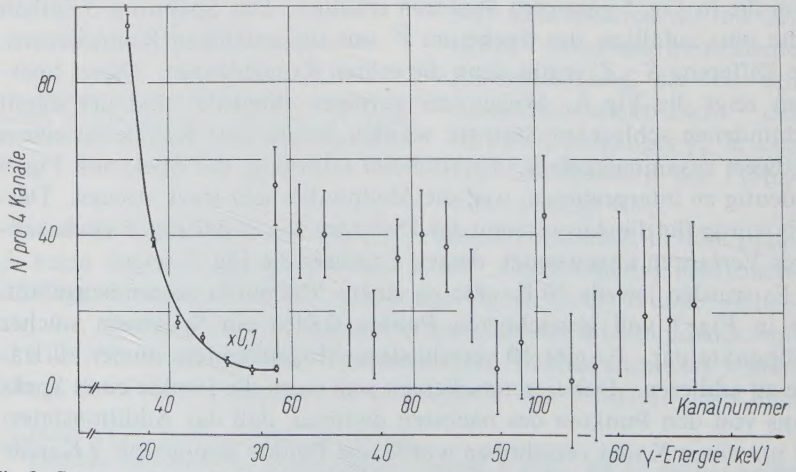

Fig. 6. Gamma-Spektrum des Ir^{191m} in Koinzidenz mit der Linie $\gamma_2 = 129$ keV. Aufgetragen sind echte Koinzidenzen, die sich aus der Differenz $S - Z'$ der Spektren aus Fig. 5 ergeben

Durch den von den statistischen Fehlern belegten Flächenstreifen wurde die ausgezogene Kurve gelegt, die gestrichelte Linie stellt den interpolierten Untergrund unter der Linie bei $E\gamma_1 = 43{,}5$ keV dar. Von der Linie wird angenommen, daß sie durch die unkonvertierte γ-Strahlung des 42 keV-Überganges γ_1 hervorgerufen wird. Die Fläche F_1 entspricht $k_{42} = 61$ Koinzidenzen, wobei berücksichtigt wurde, daß zu der Fläche 10 Spektren beitragen.

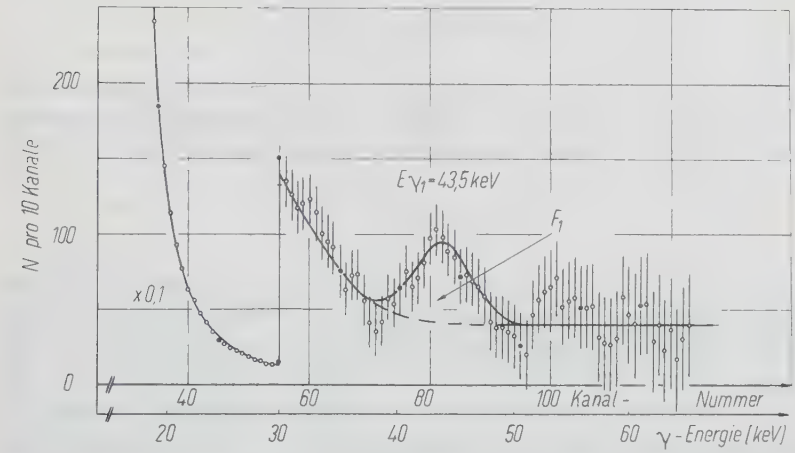

Fig. 7. Gamma-Spektrum des Ir^{191m}, echte Koinzidenzen mit der Linie $\gamma_2 = 129$ keV. Die Differenz $S - Z'$ der Spektren aus Fig. 5 wurde in jeweils 10 Kanälen des Vielkanals gebildet. Es entsteht ein Spektrum analog dem der Fig. 6, das hier durch die voll gezeichneten Punkte gekennzeichnet ist. Alle anderen neun Möglichkeiten, die Differenz $S - Z'$ in 10 Kanälen zu bilden, ergeben die durch offene Kreise dargestellten Punkte. Durch den von den statistischen Fehlern belegten Flächenstreifen wurde die ausgezogene Kurve gelegt und der Untergrund gestrichelt interpoliert. Von der Linie bei $E\gamma_1 = 43{,}5$ keV wird angenommen, daß sie durch die unkonvertierte γ-Strahlung des 42 keV-Überganges γ_1 hervorgerufen wird

Der absolute Fehler von k_{42} setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: aus dem statistischen Fehler der Differenz $S - Z'$ zwischen den Kanälen, die die Linie in Fig. 7 begrenzen, und einem Fehler, der einer möglichen falschen Interpolation des Untergrundes Rechnung trägt. Für diesen Fehler wird in Fig. 7 ein Flächenstreifen angenommen, der so lang ist wie die gestrichelte Linie und halb so breit wie die statistischen Fehler des Spektrums in diesem Energiebereich. Damit lautet das Ergebnis der Fig. 7: $F_1 \triangleq k_{42} = 61 \pm 36$ Koinzidenzen.

Wenn während der Meßzeit N_{129} Fensterimpulse der 129 keV-Linie für Koinzidenzen zur Verfügung standen, dann berechnet sich der Konversionskoeffizient α_{42} des 42 keV-Überganges γ_1 zu

$$\alpha_{42} = -\frac{N_{129}}{k_{42}} \cdot f \cdot W(\vartheta). \tag{3}$$

Der Faktor f enthält die Raumwinkel, unter denen die Kristalle das Präparat sehen, die Korrektionen für γ-Absorption zwischen Präparat und Kristall, und die Wahrscheinlichkeit für den Escape-Peak[13]. $W(\vartheta)$ gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß die koinzidierenden Quanten $\gamma_1 = 42$ keV und $\gamma_2 = 129$ keV den Winkel ϑ miteinander einschließen. Ohne Berücksichtigung der Winkelkorrelation ergibt die Auswertung der Fig. 7 mit Hilfe der Formel (3)

$$\alpha_{42}(1) = 10400 \begin{cases} +12100 \\ -3700. \end{cases}$$

Aus einer zweiten, 18 Tage dauernden Messung mit einem Präparat $P2$ der Stärke 0,2 μC und einer Massenbelegung 0,6 μg/cm², wobei die Linie bei $E\gamma_1 = 42{,}5$ keV auftrat, ergibt sich analog

$$\alpha_{42}(2) = 17500 \begin{cases} +34200 \\ -7000. \end{cases}$$

Die größeren Fehler dieses Wertes gegenüber den Fehlern des ersten beruhen darauf, daß im Spektrum S der echten plus zufälligen Koinzidenzen der überwiegende Anteil von echten Untergrundkoinzidenzen geliefert wurde. Die Untergrundkoinzidenzen wurden gesondert gemessen. Von dem Spektrum S der echten plus zufälligen Koinzidenzen mußten mithin zwei Spektren subtrahiert werden: zufällige Koinzidenzen und Untergrundkoinzidenzen. Das führt zu einem gegenüber der ersten Messung vergrößerten statistischen Fehler.

Aus beiden Meßreihen wird ein gewichteter Mittelwert gebildet:

$$\alpha_{42} = 12400 \begin{cases} +19400 \\ -4800. \end{cases} \tag{4}$$

4. Ergebnisse und Diskussion

Bei der Berechnung der Winkelkorrelation $W(\vartheta)$ für die $\gamma_1 - \gamma_2$-Kaskade ist zu berücksichtigen, daß der 129 keV-Übergang γ_2 aus $M1$ und $E2$-Strahlung gemischt ist mit dem Mischungsverhältnis $\delta^2 = E2/M1$. Aus den Tabellen von BIEDENHARN und ROSE[18] wird $W(\vartheta)$ entnommen. Wegen des gemischten Überganges γ_2 tritt in der Winkelkorrelation ein in δ linearer Interferenzterm auf. Aus dem K-Konversionskoeffizienten α_K des 129 keV-Überganges kann der Betrag von δ berechnet werden, nicht dagegen das Vorzeichen. DEUTCH und HORNSKOJ[9] untersuchten die Winkelverteilung zwischen den Konversionselektronen des 42 keV-Überganges γ_1 und den γ_2-Quanten. Als Ergebnis dieser Messung wird $\delta = -0{,}395 \pm 0{,}015$ berichtet. Mit diesem Wert wird $W(\vartheta)$ für den

[18] BIEDENHARN, L. C., and M. E. ROSE: Rev. Modern Phys. **25**, 729 (1955).

Beobachtungswinkel $\vartheta = 80°$ berechnet. Es ergibt sich für den oben angeführten Mittelwert (4) ein Korrektionsfaktor $W(\vartheta) = 1{,}09$, so daß als Endergebnis der Koinzidenzmessung folgt

$$\alpha_{42} = 13\,500 \begin{cases} +21\,100 \\ -5\,200 \end{cases}. \tag{5}$$

Aus den Tabellen von ROSE[10] ergibt sich als Summe der *L*- und *M*-Konversion für einen 42 keV *E*3-Übergang ein Gesamtkonversionskoeffizient $\alpha = 18\,000$. In ROSES Berechnungen wurde die Abschirmung der *M*-Schale nicht berücksichtigt, so daß der *M*-Konversionskoeffizient noch korrigiert werden muß. CHU und PERLMAN[19] bestimmten diese Korrektion empirisch. Da die Korrektion anscheinend weder von der Kernladungszahl noch von der Energie und dem Multipolcharakter eines Überganges abhängt, wird der *M*-Konversionskoeffizient des 42 keV-Überganges entsprechend korrigiert. Der korrigierte Wert ist um den Faktor 0,55 kleiner als der Wert von ROSE. Als Gesamtkonversionskoeffizient ergibt sich $\alpha' = 14\,800$. Sowohl ROSES Wert als auch der korrigierte liegen innerhalb der Fehlergrenzen des experimentellen Wertes, hingegen liegen alle theoretischen Konversionskoeffizienten für *M*2- oder *M*3-Strahlung außerhalb der Fehlergrenzen. Damit werden die Ergebnisse früherer Autoren[1, 6–9], die den *E*3-Charakter des 42 keV-Überganges festlegten, bestätigt.

Mit Hilfe des Konversionskoeffizienten (5) läßt sich die partielle Lebensdauer τ_γ des 171 keV-Niveaus gegen γ-Emission berechnen. Es ergibt sich $\tau_\gamma = 8{,}8 \cdot 10^4$ sec. Aus der Weißkopfformel folgt für einen *E*3-Übergang eines einzelnen Protons der Energie 0,042 MeV zwischen Niveaus mit den Spins 11/2 und 5/2 $\tau' = 5{,}2 \cdot 10^4$ sec.

Herrn Prof. Dr. A. FLAMMERSFELD danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für zahlreiche fördernde Hinweise.

Dem Niedersächsischen Kultusministerium und dem Bundesatomministerium gebührt Dank für zusätzliche Mittel.

[19] CHU, Y. Y., and M. L. PERLMAN: Phys. Rev. **135**, B 319 (1964).

Druck der Universitätsdruckerei H. Stürtz AG., Würzburg

Lebenslauf

Am 14. Januar 1934 wurde ich, Dieter Lange, in Göttingen geboren als Sohn des Stadtoberinspektors a. D. Rudolf Lange und seiner Ehefrau Annelise, geb. Krause. Ich besuchte von April 1940 bis zum Herbst 1944 die Volksschule und anschließend das Felix-Klein-Gymnasium in Göttingen, wo ich im März 1954 die Reifeprüfung im naturwissenschaftlichen Zweig ablegte.

Im Sommersemester 1954 begann ich das Studium der Physik an der Georg-August-Universität zu Göttingen und bestand im Februar 1957 das Physik-Vordiplom. Seit dem Herbst 1957 arbeite ich am Zweiten Physikalischen Institut der Universität Göttingen unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. A. Flammersfeld. Ich führte die Diplomarbeit mit dem Titel „Szintillationszähler zum Nachweis von Neutronen" aus und bestand am 12. Mai 1960 die Diplom-Hauptprüfung mit der Note „gut". Anschließend begann ich unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. A. Flammersfeld mit vorliegender Dissertation. Seit dem 1. Dezember 1962 bin ich mit der Verwaltung einer wissenschaftlichen Assistentenstelle am Zweiten Physikalischen Institut der Universität Göttingen beauftragt.